

УДК 535.4+531:530.145+539.2

ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ КОГЕРЕНТНЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ И ВОЗМОЖНОСТЬ СОЗДАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРНОГО РЕФРИЖЕРАТОРА

*К.В. Иванов, А.В. Леонтьев, В.С. Лобков,
С.В. Петрушкин, В.В. Самарцев*

Аннотация

Представлены результаты экспериментов по фемтосекундному четырехволновому смешению в кристалле CdS и в слое двумерного электронного газа на границе гетероперехода GaAs/AlGaAs при комнатной температуре. Определены время фазовой релаксации и значения коэффициента диффузии для спинов и электронов. Особенности кривых спада когерентного отклика позволяют предположить, что причиной дефазировки является экситон-экситонное взаимодействие. Обсуждается концепция лазерного охлаждения полупроводников и гетероструктур.

Ключевые слова: фотонное эхо, фемтосекундный импульс, спектроскопия, спин, диффузия, полупроводник, гетероструктура, лазерное охлаждение.

Введение

Спинтроника и лазерное охлаждение твердых тел в настоящее время являются предметом активных исследований многих лабораторий мира [1–5]. Электронные устройства и чипы памяти, в основе которых лежит управление спинами и интегрированная миниатюрная система тепловой стабилизации, обещают быть более быстрыми, чем электронные аналоги, и потреблять меньше энергии. В числе главных достоинств полупроводников и гетероструктур следует отметить их дешевизну и доступность, поэтому наибольшие практические перспективы имеют исследования соединений с высокой стабильностью и способностью интегрироваться в разработанные нами схемы оптического твердотельного рефрижератора. Одной из основных проблем спинтроники на современном этапе исследований является поиск и изучение перспективных полупроводников с большим коэффициентом диффузии спинов и временем сохранения информации о спиновом состоянии. Существуют два основных пути управления и исследования спиновой степени свободы в полупроводниковых структурах: электрические и оптические методы. Представляется удобным использовать именно оптические методы, поскольку ориентация спинов носителей заряда дает сильную оптическую нелинейность и нет необходимости создания контактов и источников спинового тока. При этом существует возможность управлять зарядовыми и спиновыми токами независимо. Несмотря на грандиозные успехи в лазерном охлаждении кристаллов и стекол [4, 5], к настоящему времени лазерное охлаждение полупроводников еще не осуществлено. Мы полагаем, что это связано, во-первых, с высоким внутренним отражением от границы полупроводник/воздух и пленением излучения в среде и, во-вторых, с тем,

что наблюдаемая в полупроводниках антистоксовая флуоресценция часто не сопровождается обменом фононами при актах поглощения/испускания света. В основе предлагаемого нами режима когерентного охлаждения лежит метод накачки среды фемтосекундными импульсами через фононное крыло линии поглощения, а само охлаждение достигается за счет выноса внутренней (колебательной) энергии образца вместе с энергией когерентного антистоксового отклика системы активных частиц. Для того чтобы разработать удовлетворительную концепцию лазерного охлаждения полупроводников и гетероструктур, мы предлагаем методами фемтосекундной спектроскопии получить информацию о природе доминирующих диссипационных процессов, приводящих к оптической дефазировке и нагреву в пикосекундном диапазоне длительностей, об однородных ширинах спектральных линий и параметрах быстропротекающих процессов в указанных полупроводниках, находящихся при комнатной температуре. Использование техники фемтосекундной нелинейной спектроскопии дает возможность получить информацию о динамике фазовой релаксации и населенностей возбужденных состояний в полупроводниках, которую зачастую невозможно исследовать другими методами спектроскопии. Эта динамика обязана как взаимодействию с электронами и дырками, так и взаимодействию с экситонами и фононами. Время дефазировки является важным параметром, так как он характеризует внутренние и внешние процессы рассеяния на электронных носителях, примесях и фононах. Возбуждение ультракороткими оптическими импульсами выражается в рождении когерентных суперпозиций и когерентных многочастичных состояний.

В настоящей работе с помощью методики четырехволнового смешения исследовался «распад» наведенных динамических спиновых и электронных решеток в гетеропереходе GaAs/AlGaAs и релаксация носителей заряда полупроводникового кристалла CdS.

1. Эксперименты и обсуждение результатов

На границе раздела полупроводников с различной шириной запрещенной зоны возникает потенциальная яма, в которой находятся электроны в возбужденном состоянии. Они сосредотачиваются вдоль гетероперехода вследствие электростатического взаимодействия с ионами n -AlGaAs, образуя квазидвумерную структуру, так называемый двумерный электронный газ (ДЭГ), толщиной порядка 10 нм. Зонная структура GaAs (зависимость энергии электрона E от волнового вектора \mathbf{k}) показана на рис. 1. При этом спин-орбитальное взаимодействие отсутствует, зона проводимости сформирована из s -состояний, дно зоны расположено в точке $\mathbf{k} = 0$, вблизи которого энергия электронов $E_c(\mathbf{k}) = \hbar^2 k^2 / 2m_e$, где m_e равна 0.068 массы свободного электрона. В приближении сильной связи валентная зона GaAs образуется из атомных p -орбиталей, таким образом, возможны две подзоны из четырех состояний (при полном моменте $3/2$) и одна подзона из двух состояний (при полном моменте $1/2$). Поэтому валентная зона включает в себя три подзоны. Для всех трех подзон максимум находится в центре зоны Бриллюэна при $\mathbf{k} = 0$. При этом две подзоны $P_{3/2}$ вырождены при $\mathbf{k} = 0$, а для подзоны $P_{1/2}$ вырождение снимается за счет спин-орбитального взаимодействия, в результате чего подзона $P_{1/2}$ располагается ниже по энергии на величину Δ_{SO} .

Подвижность электронов значительно увеличивается вследствие наращивания промежуточного слоя недопированного узкозонного полупроводникового слоя (так называемого буферного слоя) AlGaAs между n -AlGaAs и GaAs. Этот буферный слой служит пространственным разделителем двумерного электронного газа и донорных ионов, таким образом, сокращая рассеяние на ионизированных примесях.

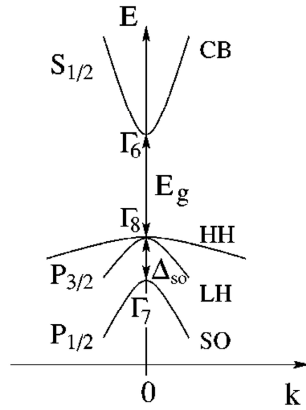


Рис. 1. Зонная структура GaAs. Обозначения: СВ – зона проводимости, НН – валентная зона тяжелых дырок, ЛН – валентная зона легких дырок, СО – спин-отщепленная валентная зона, E_g – ширина запрещенной зоны, Δ_{SO} – спин-орбитальное расщепление

Подвижность электронов поэтому может достигать значений $30 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при плотности электронов ДЭГ 10^{11} см^{-2} . Такая высокая подвижность зарядов не может быть достигнута в простых полупроводниках из-за рассеяния на примесях/донорах.

Интерференция двух одинаковых лазерных пучков с длиной волны λ , пересекающихся в образце под углом θ , приводит к образованию стоячей волны в плоскости образца в случае, если векторы электрического поля взаимодействующих волн \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 параллельны. При этом образуется периодическое распределение концентрации возбужденных электронов, повторяющее пространственное распределение электрического поля волн. Если \mathbf{E}_1 и \mathbf{E}_2 взаимно перпендикулярны, то величина суммарного поля распределена пространственно равномерно, однако поляризация в этом случае оказывается промодулированной (рис. 2, а), меняясь при движении в плоскости образца от правой круговой до левой круговой (так называемая интерференция поляризации).

При оптическом возбуждении электронов ДЭГ направление их спина зависит от поляризации возбуждающего света, поэтому пространственная модуляция поляризации приводит к образованию решетки ориентированных спинов (рис. 2, б).

Структура энергетических уровней ДЭГ соответствует структуре GaAs [6]. Ширина запрещенной зоны $E_g = 1.42 \text{ эВ}$ при $T = 295 \text{ К}$, а величина спин-орбитального расщепления SO линии $\Delta_{SO} = 0.34 \text{ эВ}$. Лазерное излучение с энергией кванта 1.58 эВ возбуждает только легкие и тяжелые дырки, не возбуждая SO -линию. Исходя из правил отбора для внутризонных переходов, воздействие импульса, например, с левой круговой поляризацией приведет к соотношению концентраций возбужденных электронов со спинами «вверх» и «вниз» как 3:1 [2].

Предположим, что основную роль в разрушении наведенной решетки играют процессы релаксации и диффузии. Тогда распад решетки описывается следующим уравнением [7, 8]:

$$\frac{1}{T_{gr}} = \frac{8\pi^2}{\Lambda^2} D + \frac{2}{T_r}, \quad (1)$$

где T_{gr} – время разрушения решетки, T_r – время релаксации спинов (электронов), D – коэффициент спиновой (электронной) диффузии, $\Lambda = \lambda/2 \cdot \sin \theta/2$ – период наведенной решетки.

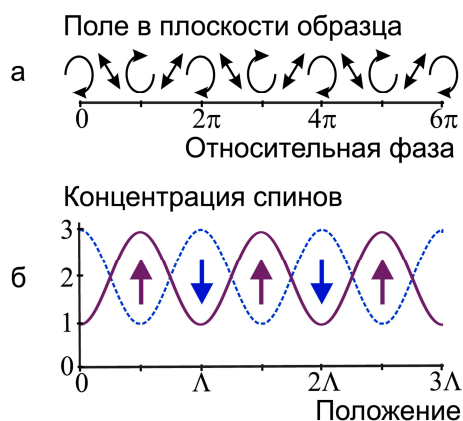


Рис. 2. Распределение электрического поля в области перекрытия лазерных импульсов (а). Ориентация спинов (б)

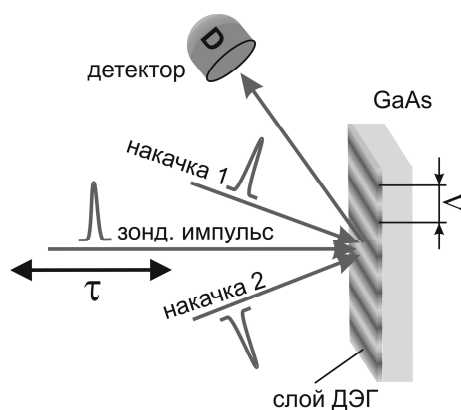


Рис. 3. Дифракция лазерного импульса на наведенной решетке

В нашем эксперименте возбуждающие импульсы имели следующие параметры: длительность 50–60 фс, спектр шириной 40 нм с максимумом на длине волны 790 нм, энергия импульса составляла 0.4 мкДж. С использованием светоделителей были приготовлены три лазерных пучка равной интенсивности, в одном из пучков (зондирующем) была установлена оптическая линия задержки. При помощи пластинки $\lambda/2$ и призмы Глана пучкам накачки придавалась необходимая поляризация (параллельная для электронной решетки или взаимно перпендикулярная для спиновой).

Пучки фокусировались линзой с фокусным расстоянием 120, 170, 280 или 350 мм на образец. Выбор фокусного расстояния определял величину Λ . Регистрируя интенсивность зондирующего пучка, испытывавшего дифракцию на такой решетке в зависимости от его запаздывания $\Delta\tau$ относительно пучков накачки, можно проследить процесс разрушения решетки (рис. 3).

На рис. 4 показаны зависимости интенсивности продифрагировавшего пучка на спиновой решетке от интервала времени после ее наведения для нескольких Λ . Уменьшение периода решетки ведет к сокращению ее времени жизни, что показывает растущую роль процесса диффузии. На рис. 5 построена линеаризованная зависимость скорости распада решетки $1/T_{gr}$ от постоянной решетки. Согласно (1)

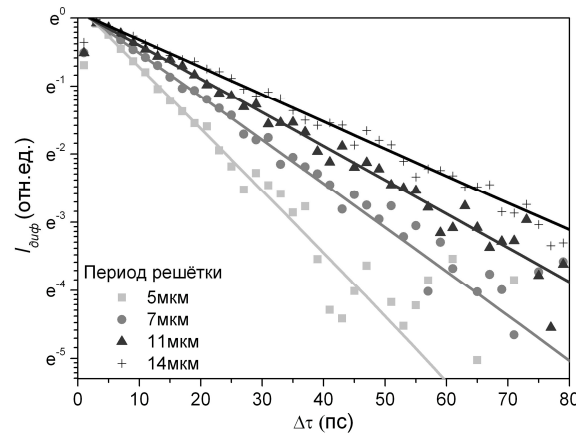


Рис. 4. Зависимость интенсивности дифрагировавшего луча от времени между первыми двумя импульсами и третьим для различных периодов решетки при 295 К

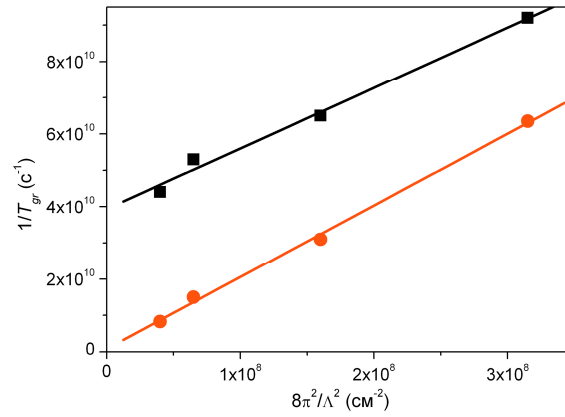


Рис. 5. Зависимость скорости распада наведенной решетки (■ – спиновой, ● – электронной) от ее периода

тангенс угла наклона аппроксимирующей прямой к оси абсцисс равен коэффициенту диффузии, а длина отсекаемого ею отрезка оси ординат пропорциональна скорости релаксации T_r . Вычисленные таким способом значения коэффициента диффузии и времени релаксации спинов в ДЭГ составили $163.2 \text{ см}^2/\text{с}$ и 50.7 пс , а электронов – $200 \text{ см}^2/\text{с}$ и 3 нс . Различие коэффициентов диффузии спинов и электронов может найти объяснение в рамках модели Д'Амико и Вигналя [9]: при столкновении электронов с разными знаками спинов направление тока зарядов сохраняется, а направление спинового тока изменяется на противоположное.

Анализ спада сигнала фемтосекундного фотонного эха в образце CdS был детально описан в нашей работе [10]. Возбуждающие импульсы имели такие же параметры, как описано выше, за исключением того, что энергия импульсов варьировалась в пределах $0.4\text{--}0.7 \text{ мкДж}$. Пучки фокусировались линзой с фокусным расстоянием 110 мм на кристалл CdS толщиной 1 мм , ось c которого располагалась перпендикулярно плоскости образца, и, следовательно, векторам поляризации импульсов. Полученная в кристалле CdS зависимость интенсивностей когерентных откликов от интервала времени τ_{12} между возбуждающими импульсами с волновыми векторами \mathbf{k}_1 и \mathbf{k}_2 приведена на рис. 6.

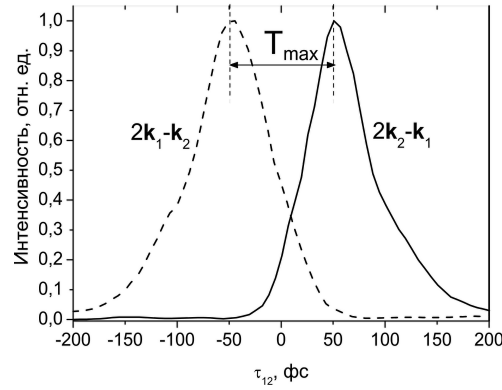


Рис. 6. Зависимость интенсивностей когерентных откликов в направлениях $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ и $2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ от времени задержки τ_{12}

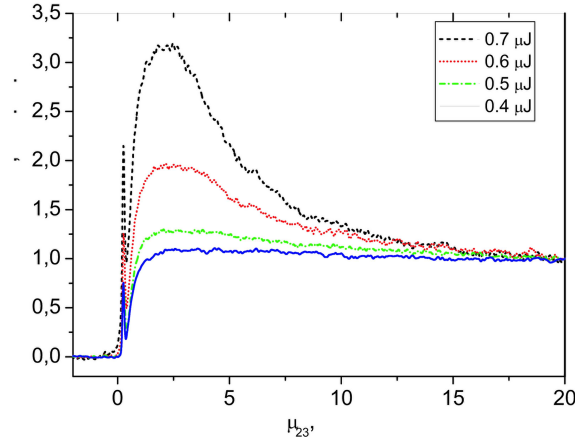


Рис. 7. Кривые спада стимулированного фемтосекундного фотонного эха при различных значениях энергии импульсов. Значение временного интервала τ_{12} составляло 120 фс

Время дефазировки может быть получено из анализа временного сдвига между максимумами сигналов в направлениях $2\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ и $2\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$. В нашем случае это значение T_{\max} составило 100 фс, поэтому из методики работы [11] следует, что время дефазировки T_d составляет 180 фс, а однородная ширина $\Gamma_{\text{одн}}$ может быть оценена по формуле $\Gamma_{\text{одн}} = 1/(\pi T_d) = 1.77 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$.

На рис. 7 приведены кривые спада сигнала стимулированного фемтосекундного фотонного эха. При энергии возбуждающих импульсов, превышающей пороговое значение 0.4 мкДж, характерно наличие дополнительной быстроспадающей компоненты (время спада 4.5 пс). Время спада стимулированного фемтосекундного фотонного эха превышает время термализации (350 фс) и рекомбинации (200 фс) электронов [12, 13], что свидетельствует в пользу экситонной природы возбуждения.

Ранее в данной экспериментальной схеме нами был обнаружен антистоксовый сдвиг сигналов первичного фотонного эха в кристалле CdS [14]. Величина сдвига составила 10 нм, что соответствует энергии фононов оптической продольной ветви. При оптической накачке, отстроенной от резонансного перехода через запрещенную зону, наблюдались процессы с поглощением и испусканием фононов. При очень низких температурах осуществлялись только переходы с испусканием фононов,

а с ростом температуры все вероятнее становились процессы с поглощением фононов [15] и в спектре оптического когерентного отклика наблюдался антистоксов сдвиг.

2. Охлаждение полупроводников и гетероструктур

Как известно, принцип работы оптического твердотельного холодильного устройства основан на антистоксовой флуоресценции [16, 17]. После облучения системы рабочих частиц монохроматическим излучением энергия поглощенного света эндотермически преобразуется во внутреннюю энергию возбуждений рабочего тела и затем самопроизвольно высвечивается в окружающую среду, унося с собой часть тепловой энергии образца. Это приводит к понижению температуры рабочего тела, так как в среднем излученная энергия превышает поглощенную.

Если в полупроводящем материале носитель заряда — электрон — путем поглощения лазерного излучения попадает в зону проводимости, имея кинетическую энергию ниже среднетепловой, затем приобретает ее и покидает зону проводимости путем спонтанной рекомбинации, являясь уже более «горячим», то температура ансамбля носителей в зоне проводимости будет понижаться. Ансамбль, в свою очередь, за счет взаимодействия с фононами будет охлаждать кристаллическую решетку. Если скорость этой рекомбинации много меньше скорости установления квазиравновесия между носителями и решеткой и скорости внутризонной термализации самих носителей, то как в зоне проводимости, так и в валентной зоне успевают возникнуть квазиравновесные распределения электронов и дырок с соответствующими квазиуровнями Ферми и температурой, равной температуре решетки T . Охлаждение наступает в условиях, когда носители, появляющиеся в результате поглощения фотонов накачки, будут «холоднее» образующихся квазиравновесных носителей, которые участвуют в спонтанной рекомбинации. Стационарный баланс устанавливается в результате поглощения света свободными носителями, безизлучательной релаксации и теплового энергообмена, происходящего с излучением, между кристаллом в вакууме и стенками термостата, имеющего более высокую температуру T_0 . Итогом этого теплового цикла являются охлаждение тела и преобразование монохроматического лазерного излучения в широкополосное спонтанное излучение большей (в среднем) частоты, вследствие чего его энтропия возрастает. Из вышесказанного видно, что степень охлаждения полупроводника должна определяться эффективностью механизма решеточной релаксации носителей заряда при низких температурах, а само охлаждение может наблюдаться, если процессы ап-конверсии превалируют над механизмами нагрева в среде: безизлучательной рекомбинацией, перепоглощением излучения люминесценции, Оже-рекомбинацией, поглощением на свободных носителях заряда, рассеянием на дефектах и примесях и т. п. В этой связи преимуществами квантовых ям на основе арсенида галлия служат возможность управлением частотой перехода за счет толщины слоя и низкая скорость безизлучательной рекомбинации, так что вероятность расхода энергии на тепловые колебания атомов оказывается меньше, чем таковая в объемных полупроводниках.

Таким образом, модельная задача охлаждения квантовых ям должна включать в себя три подсистемы: 1) подсистема носителей заряда, возникающих при облучении монохроматическим излучением от лазерного источника; 2) тепловые колебания окружающего кристалла (фононы); 3) окружающая среда. Фононы продольной оптической ветви наиболее эффективны в подсистеме тепловых колебаний, так как именно они участвуют в обмене энергией между носителями и средой через неупругие столкновения. Характерные времена взаимодействий для продольных оптических фононов — это порядка пикосекунд. Взаимодействие акустической вет-

ви и ветви оптических поперечных фононов с кристаллом имеет место на временах от нано- до микросекунд, поэтому их удобно относить к окружающей среде – нашей третьей подсистеме. Окружающая среда – это тепловой резервуар с бесконечным числом степеней свободы, включающий в себя все типы элементарных возбуждений и взаимодействующий с нашей первой и второй подсистемами на самых длинных временах. Как следствие, процессы взаимодействия с этим тепловым резервуаром будут некогерентными. При непрерывном облучении системы при поглощении и испускании возникнет стационарный режим, и все подсистемы придут к некоему общему энергетическому балансу. Сначала монохроматическая лазерная накачка приведет к возникновению электрон-дырочных пар в квантовой яме. Затем носители заряда и оптические продольные фононы из-за неупругих столкновений начнут приводить две подсистемы к квазиравновесию. Поскольку это происходит на самых коротких временах, то носители должны описываться распределением Ферми–Дирака, а фононы – распределением Бозе–Эйнштейна. Далее, теплообмен с окружающей средой пополнит внутренней энергией кристалл, в результате чего у последнего возникнет новая температура.

Представим наше описание схематично, формализуя концепцию лазерного охлаждения низкоразмерных гетероструктур. Поскольку мы выделили несколько временных масштабов, то это естественно приводит нас к использованию адиабатического приближения. Благодаря ему систему кинетических уравнений Больцмана относительно функций распределения электронов $e_k(t)$, дырок $h_k(t)$ и фононов $p_q(t)$

$$\begin{aligned}\dot{e}_k(t) &= \dot{e}_k(t)|_{\text{поглощение}} - \dot{e}_k(t)|_{\text{излучение}} + \dot{e}_k(t)|_{\text{эл.-фон. вз-е}} \\ \dot{h}_k(t) &= \dot{h}_k(t)|_{\text{поглощение}} - \dot{h}_k(t)|_{\text{излучение}} + \dot{h}_k(t)|_{\text{дыр.-фон. вз-е}} \\ \dot{p}_q(t) &= \dot{p}_q(t)|_{\text{дыр.-фон. вз-е}} + \dot{p}_q(t)|_{\text{эл.-фон. вз-е}} + \dot{p}_q(t)|_{\text{окружение}}\end{aligned}$$

после интегрирования по волновым векторам \mathbf{k} и \mathbf{q} (нижние индексы) можно свести к уравнениям для плотности носителей заряда N , для тепловой энергии носителей заряда Q_N и для тепловой энергии фононного резервуара Q_P :

$$\begin{aligned}\dot{N} &= \alpha \cdot F(t) - B \cdot N^2 \\ \dot{Q}_N &= a_Q \cdot F(t) - B_Q \cdot N^2 + \dot{Q}_N|_{\text{эл.-фон. вз-е}} + \dot{Q}_N|_{\text{дыр.-фон. вз-е}} \\ \dot{Q}_P &= \sigma(T_{\text{окруж}}^4 - T_p^4) - \dot{Q}_P|_{\text{эл.-фон. вз-е}} - \dot{Q}_P|_{\text{дыр.-фон. вз-е}}\end{aligned}$$

Теплообмен с окружающей средой удовлетворительно описывается законом Стефана–Больцмана. Входящие в уравнения величины и коэффициенты имеют следующий смысл: $F(t)$ характеризует падающий поток фотонов, α характеризует поглощательную способность низкоразмерной гетероструктуры, в то время как a_Q характеризует прирост кинетической энергии носителей в расчете на падающий фотон; B – скорость возникновения спонтанно испущенных фотонов, а B_Q – скорость изменения тепловой энергии носителей в результате излучательных рекомбинационных процессов; σ – постоянная Стефана–Больцмана, $T_{\text{окруж}}$ и T_p – температуры окружающей среды и фононной подсистемы (кристаллической решетки) соответственно. Ясно, что α и a_Q зависят от оптической отстройки частоты падающего излучения от величины энергии запрещенной зоны E_g , температуры кристалла, и плотности носителей заряда. А скорости B и B_Q определяются температурой кристалла и плотностью N . Для вычисления скоростей релаксации и поглощения, входящих в данную систему уравнений баланса, необходимо использовать уравнения Блоха для полупроводника в приближении среднего поля.

В существующих к настоящему времени подходах при описании лазерного охлаждения полупроводников большое внимание уделяется практическим условиям

реализации лазерного охлаждения, способам повышения эффективности охлаждения, исследованию роли ограничений разного характера, но мало внимания уделено физике и пониманию происходящего на микроуровне и не рассматривается динамика носителей заряда в кристалле. Нам бы хотелось восполнить этот пробел, разработать микроскопическую теорию лазерного охлаждения гетеропереходов и квантовых ям и предложить новый класс полупроводниковых хладагентов, перспективных для достижения низкой температуры охлаждения (начиная охлаждение от комнатной температуры до десятков кельвинов) и обладающих высокой степенью компактности холодильного наноустройства, в котором совмещены в единую конструкцию полупроводниковый лазер и элементы оптического холодильного устройства. Мы полагаем, что разработка такого подхода и выявление закономерностей на микроуровне будут способствовать прорыву в создании новой технологии миниатюрных лазерных рефрижераторов, функционирующих без использования криогенных жидкостей. Такие устройства будут обладать свойствами компактности, нечувствительности к электромагнитному излучению, отсутствием вибраций и трещащих частей при работе, а срок их эксплуатации может исчисляться годами. Существующие компактные электромеханические рефрижераторы (например, электромеханические кулеры или холодильники Пельтье) не могут эффективно охлаждать до низких температур и не обладают перечисленными преимуществами. Новая технология оптических холодильных устройств может найти применение в промышленности, микро- и нанoeлектронике, геофизике, медицине, биологии, космической авиации и оборонно-промышленном комплексе страны. Разработка и применение компактного оптического холодильного устройства сделает возможным широкое распространение и использование электронных устройств (как обычных, так и сверхпроводящих), требующих для своей работы криогенных температур (например, охлаждение элементов электронных схем, компьютерных процессоров; лазерные рефрижераторы могут входить в состав элементов больших холодильников или служить катализаторами мощных охлаждающих процессов); в частности, использование компактного твердотельного оптического холодильного устройства значительно удешевит и упростит размещение низкотемпературного оборудования на космических станциях или искусственных спутниках земли (например, для охлаждения высокочувствительных детекторов инфракрасного излучения).

Работа выполнена при финансовой поддержке программ Президиума РАН «Квантовая физика конденсированных сред», ОФН РАН «Фундаментальная спектроскопия и ее применения», Федеральной программы по поддержке ведущих научных школ (грант НШ 6267.2010.2), Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 09-02-00136а, 08-02-00032).

Summary

K. V. Ivanin, A. V. Leontiev, V. S. Lobkov, S. V. Petrushkin, V. V. Samartsev. Femtosecond Coherent Transient Processes in Semiconductors and Heterostructures and the Possibility of Creation of Semiconductor Laser Refrigerator.

The article provides the results of the experiments on femtosecond four-wave mixing in CdS crystal and in two-dimensional electron gas layer at the GaAs/AlGaAs interface at room temperature. The phase relaxation time and the values of diffusion coefficient for spins and electrons are determined. Some peculiarities of the coherent response decay curves make it possible to assume that the optical dephasing is due to exciton-exciton interaction. The concept of laser cooling for semiconductors and heterostructures is discussed.

Key words: photon echo, femtosecond pulse, spectroscopy, spin, diffusion, semiconductor, heterostructure, laser cooling.

Литература

1. Wolf S.A., Awschalom D.D., Buhrman R.A., Daughton J.M., von Molnar S., Roukes M.L., Chtchelkanova A.Y., Treger D.M. Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future // Science. – 2001. – V. 294. – P. 1488–1495.
2. Zutic I., Fabian J., Das Sarma S. Spintronics: Fundamentals and applications // Rev. Mod. Phys. – 2004. – V. 76. – P. 323–410.
3. Schmidt G. Concepts for spin injection into semiconductors-a review // J. Phys. D: Appl. Phys. – 2005. – V. 38. – P. 107–122.
4. Petrushkin S.V., Samartsev V.V. Laser cooling of solids. – Cambridge: Cambridge Intern. Sci. Publ., 2009. – 236 p.
5. Seletskiy D.V., Melgaard S.D., Bigotta S., Di Lieto A., Tonelli M., Sheik-Bahae M. Laser cooling of solids to cryogenic temperatures // Nature Photonics. – 2010. – V. 4. – P. 161–164.
6. Meier F., Zakharchenya B. Optical Orientation. – Amsterdam: North-Holland, 1984. – 523 p.
7. Adachi S., Takagi Y., Takeda J., Nelson K.A. Optical sampling four-wave-mixing experiment for exciton relaxation processes // Opt. Commun. – 2000. – V. 174. – P. 291–298.
8. Eichler H., Gunther P., Pohl D. Laser Induced Dynamic Gratings. – Berlin: Springer, 1986. – 267 p.
9. D'Amico I., Vignale G. Spin diffusion in doped semiconductors: The role of Coulomb interactions // Europhys. Lett. – 2001. – V. 55. – P. 556–572.
10. Иванов К.В., Леонтьев А.В., Лобков В.С., Никифоров В.Г., Сафиуллин Г.М., Самарцев В.В. Фемтосекундная спектроскопия четырехволнового смешения в кристалле CdS // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2009. – Т. 151, кн. 1. – С. 90–94.
11. Weiner A.M., Ippen E.P. Novel transient scattering technique for femtosecond dephasing measurements // Opt. Lett. – 1984. – V. 9. – P. 53–55.
12. Lami F., Gilliot P., Hirlimann C. Observation of interband two-photon absorption saturation in CdS // Phys. Rev. Lett. – 1996. – V. 77. – P. 1632–1634.
13. Hüllmann F., Voigt J., Redlin H. Two-photon excited photon echo in CdS // App. Phys. Lett. – 2000. – V. 77, No 25. – P. 4181–4183.
14. Ivanin K.V., Leontyev A.V., Lobkov V.S., Nikiforov V.G., Salikhov K.M., Samartsev V.V., Safullin G.M. Femtosecond four-wave mixing spectroscopy on CdS crystal at room temperature // Laser Phys. Lett. – 2009. – V. 6, No 9. – P. 644–646.
15. Spiegelberg F., Gutsche E., Voigt J. Exciton-phonon interaction in CdS // Phys. Stat. Col. (b). – 1976. – V. 77. – P. 233–242.
16. Петрушкин С.В., Самарцев В.В. Твердотельный оптический рефрижератор: проблемы и ожидания. – Казань: Казан. гос. ун-т, 2003. – 183 с.
17. Петрушкин С.В., Самарцев В.В. Лазерное охлаждение твердых тел. – М.: Физматлит, 2005. – 224 с.

Поступила в редакцию
01.02.10

Иванин Константин Валерьевич – аспирант Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *kostya.kazan@gmail.com*

Леонтьев Андрей Владимирович – аспирант Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

Лобков Владимир Сергеевич – кандидат физико-математических наук, заведующий лабораторией быстропротекающих молекулярных процессов физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

Петрушкин Сергей Валериевич – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *petrushkin@kfti.knc.ru*

Самарцев Виталий Владимирович – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией нелинейной оптики Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН.

E-mail: *samartsev@kfti.knc.ru*